

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Б. П. Константинова

С. В. Малеев

№ 392
январь 1978

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ КРИТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ВЫШЕ T_c С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Ленинград

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА

392

С.В.Малеев

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ КРИТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ВЫШЕ T_c С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Ленинград
1978

УДК 537.6II.44

OF THE POLARIZED NEUTRON INVESTIGATION OF CRITICAL DYNAMICS OF FERROMAGNETS ABOVE THE CURIE POINT

S.V.Maleyev

A b s t r a c t

We discuss the problem of investigation of critical dynamics of ferromagnets in neutron scattering experiments when the small-angle cross section and polarization of scattered neutrons are measured. It is shown that the following features of the critical dynamics could be investigated : 1) energy of the long-wave critical fluctuations in the range, where the direct measurement of the transferred energy is impossible owing its smallness; 2) asymptotic behaviour of the spin Green function at large energy. Besides, it is shown that the usual Ornstein-Zernike expression for the cross section is applicable in the only case where the neutron time of flight through the critical fluctuation is small compared with its correlation time. In the opposite limiting case strong angular dependence of the cross section takes place in the hydrodynamical region.

А н н о т а ц и я

Обсуждается вопрос об изучении критической динамики ферромагнетиков в опытах по малоугловому рассеянию нейтронов, когда наряду с сечением измеряется поляризация рассеянных нейтронов. Показано, что можно изучать: I) энергию длинноволновых критических флуктуаций в области, где непосредственное измерение переданной энергии невозможно из-за её малости; 2) асимптотическое поведение спиновой функции Грина ферромагнетика при больших энергиях. Кроме того, показано, что угловое распределение рассеянных нейтронов описывается формулой Орнштейна - Цернике лишь в том случае, когда время пролета нейтрона через критическую флуктуацию мало по сравнению с её временем жизни. В обратном предельном случае сильная зависимость от угла возникает уже в гидродинамической области.

I. Введение

В основе современных представлений о критической динамике ферромагнетиков лежит гипотеза динамического подобия Гальперина и Хоенберга /I/, согласно которой характерная энергия критических флуктуаций кубического ферромагнетика выше T_c имеет вид:

$$\Omega_e(q) = T_c (qa)^{z_e} \varphi_e(q/\varkappa). \qquad (I)$$

Здесь $z_e = (5-\eta)/2 \simeq \frac{5}{2}$ – критический индекс динамического подобия, q – импульс флуктуации, a – длина порядка межатомной и $\varkappa = a^{-1}\tau^{\nu}$ – обратный корреляционный радиус ($\tau = \frac{T-T_c}{T_c}$; $\nu \simeq \frac{2}{3}$). Следствия этой гипотезы были экспериментально подтверждены с помощью рассеяния нейтронов Коллинсом и др. /2/ и Бурдони и др. /3/ в железе, Минкевичем и др. /4/ в никеле и Дитрихом и др. /5/ в EuO. Значение динамического индекса $z_e = (5-\eta)/2$ было получено в /I/, исходя из предположения о чисто обменном взаимодействии атомных спинов, и является следствием имеющего место в этом случае закона сохранения полного спина ферромагнетика. Магнитное дипольное взаимодействие нарушает этот закон сохранения. Как было показано автором /6/, в области температур, где $4\pi\chi \ll 1$ (χ – статическая восприимчивость), дипольные силы слабо влияют на критические свойства ферромагнетика и их можно учитывать по теории возмущений, поскольку характерная энергия дипольного взаимодействия $\omega_0 = 4\pi(g\mu)^2 v_0^{-1}$ мала по сравнению с обменной (μ – магнетон Бора, g – гиромагнитное отношение и v_0 – объем элементарной ячейки). Однако, если $4\pi\chi > 1$, из-за эффектов размагничивания влияние дипольных сил становится большим и они существенно меняют динамику критических флуктуаций. При этом в области импульсов $q < q_0 \sim a^{-1}(\omega_0/T_c)^{1/2}$ для характерной энергии критических флуктуаций было получено выражение:

$$\Omega_d(q) = T_c (q_0 a)^{3/2} (\varkappa a)^{z_d} \varphi_d(q/\varkappa); \quad \varphi_d(0) \sim 1, \qquad (2)$$

где $z_d = z_e - 1/\nu \simeq 1$ – новый дипольный индекс динамического подобия [I)]. При $q > q_0$ влияние дипольных сил мало и характерная

I) Согласно Фишеру и Аарони /7/, дипольные силы лишь незначительно меняют значения критических индексов статической теории,

энергия определяется формулой (I), а при $q \sim q_0$ происходит естественная "сшивка" обоих выражений. Экспериментальная проверка этих предсказаний с помощью обычных опытов по рассеянию нейтронов, в которых при фиксированном переданном импульсе q измеряется энергетическое распределение рассеянных нейтронов, в настоящее время, по-видимому, нереально из-за малости величин q_0 и $\Omega_d(q)$.

Радиочастотные измерения (Кётцлера и др.[8] и Лузянина и Хавронина [9]) позволяют проверить теорию только при $q = 0$ и то лишь для ферродиэлектриков. При этом из-за трудностей, связанных с интерпретацией экспериментальных данных [9], никаких убедительных результатов пока не получено. Вместе с тем, еще в 1965 г. в работах Драбкина и др.[10] и автора [11] было показано, что вектор поляризации нейтронов, рассеянных на малые углы в ферромагнетике выше T_c, чрезвычайно чувствителен к величине передаваемой энергии, и поэтому, изучая поляризацию как функцию угла рассеяния ϑ и относительной температуры $\tau = (T-T_c)/T_c$, можно получить информацию относительно энергии критических флуктуаций. Экспериментальная попытка изучения критической динамики железа с помощью опытов такого типа была предпринята Хетцельтом и Гайдеманом [12], однако, из-за ряда экспериментальных трудностей и отсутствия детального теоретического анализа никаких определенных результатов получено не было. Настоящая работа посвящена такому анализу, являющемуся нетривиальным из-за того, что мы не знаем вида спиновой функции Грина ферромагнетика выше T_c, с помощью которой описываются все интересующие нас явления. Известен лишь вид этой функции в различных предельных случаях. В [11] было показано, что при магнитном рассеянии в парамагнетике (ферромагнетик выше T_c) поляризация рассеянных нейтронов описывается формулой

$$\vec{P} = -\vec{q}\,(\vec{q}\,\vec{P}_0)\,q^{-2}\,, \qquad (3)$$

где $\vec{q} = \vec{p}\,' - \vec{p}$ – переданный импульс и $\vec{P}_0$ – поляризация падающего пучка. Выберем систему координат так, как это показано на рис.I.

ниже мы этим изменением пренебрегаем.

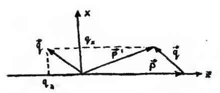


Рис.I. Кинематика малоуглового рассеяния: $\vec{p}$ и $\vec{p}'$ –импульсы нейтрона до и после рассеяния; E и E' – соответствующие энергии, $\vec{q}=\vec{p}'-\vec{p}$, $\omega=E'-E$. Если $\vartheta \ll 1$ и $|\omega| \ll E$, то $q_x \simeq p\vartheta$, $q_z \simeq p\omega/2E$.

Тогда после усреднения по спектру рассеянных нейтронов получим /II/:

$$
\begin{gathered}
-\bar{P}_{x,z}(\vartheta)\,P_{0x,z}^{-1}=J_{x,z}(\vartheta)\,J^{-1}(\vartheta);\quad \bar{P}_x P_{0x}^{-1}+\bar{P}_z P_{0z}^{-1}=-1;\\
J(\vartheta)=J_x(\vartheta)+J_z(\vartheta);\\
J_x(\vartheta)=\frac{1}{\pi}\int\frac{d\omega}{\omega}\,\frac{(2E\vartheta)^2}{\omega^2+(2E\vartheta)^2}\,\mathrm{Im}\,G(q_\omega,\omega);\\
J_z(\vartheta)=\frac{1}{\pi}\int\frac{d\omega}{\omega}\,\frac{\omega^2}{\omega^2+(2E\vartheta)^2}\,\mathrm{Im}\,G(q_\omega,\omega);\\
\sigma(\vartheta)=\frac{2}{3}(r_0\gamma)^2\,T\,J(\vartheta).
\end{gathered}
\tag{4}
$$

Здесь $\sigma(\vartheta)$ – сечение рассеяния, $q_\omega^2=p^2\left[\vartheta^2+\left(\frac{\omega}{2E}\right)^2\right]$ и $G(q,\omega)$ – спиновая функция Грина, связанная с неоднородной динамической восприимчивостью $\chi(q,\omega)$ равенством /6/: $\omega_0\,G(q,\omega)=4\pi\chi(q,\omega)$. Отметим, что в случае чисто упругого рассеяния $J_z=0$; $J(\vartheta)=J_x(\vartheta)$ и поэтому величина J_z является мерой неупругости рассеяния.

В дальнейшем мы будем пользоваться для $G(q,\omega)$ представлением, использованным ранее в работах /6/ и /13/, цитируемых ниже как I и II:

$$G(q,\omega)=G_0(q)\,\frac{\Gamma(q,\omega)}{-i\omega+\Gamma(q,\omega)},\tag{5а}$$

$$G_0(q)=\frac{Z}{T_c\,a^2(q^2+\varkappa^2)},\tag{5в}$$

$$\Gamma(q,\omega) = G_0^{-1}(q)\,\gamma(q,\omega) \ . \qquad (5c)$$

Здесь $G_0(q)$ – статическая функция Грина; в выражении для нее мы пренебрегли индексом Фишера η ; множитель $G_0^{-1}(q)$ в (5с) выделен в соответствии с общей теорией затухания Мори /I4/; кинетический коэффициент $\gamma(q,\omega)$ выражается через запаздывающий коммутатор производных по времени от операторов спиновой плотности (/I4/, I,П) [2].

Как хорошо известно (см.,например, книгу Ландау и Лифшица /I5/ и П),при фиксированном q функция Грина $G(q,\omega)$ и кинетический коэффициент $\gamma(q,\omega)$ являются аналитическими функциями переменной ω, не имеющими особых точек в верхней полуплоскости. Это, в частности, означает, что в верхней полуплоскости переменной ω знаменатель в формуле (5а) не имеет нулей. Далее, на вещественной оси $\mathrm{Re}\,G$ и $\mathrm{Re}\,\gamma$ являются четными функциями частоты ω, причем $\mathrm{Re}\,\gamma$ обязательно положительна; при этом $\mathrm{Im}\,G$ и $\mathrm{Im}\,\gamma$ – нечетные функции ω и знак $\mathrm{Im}\,G$ совпадает со знаком ω. Наконец, на верхней части мнимой оси функции G и γ вещественны и положительны. Все эти свойства будут нами использованы в дальнейшем.

Более детальные свойства функций G и γ зависят от того, велика ли роль дипольных сил. Поэтому ниже мы сначала рассматриваем обменную область импульсов и температур, где дипольные силы малы, а затем дипольную. В последнем разделе работы суммируются полученные результаты и приводятся некоторые численные оценки для железа.

2. Обменная область

Если полностью пренебречь дипольными силами, то в соответствии с законом динамического подобия (I) для $\gamma(q,\omega)$ имеем(ср.П):

$$\gamma(q,\omega) = (qa)^2 (\varkappa a)^{-\frac{3}{2}}\, d\left(\frac{\omega}{Z^{-1}T_c(\varkappa a)^{5/2}},\ \frac{q^2}{\varkappa^2}\right). \qquad (6)$$

---

[2] В I и П при определении Γ не вводился имеющийся в теории Мори /I4/ оператор проектирования. Однако, фактически, наличие этого оператора учитывалось тем, что при диаграммном представлении γ не

Здесь множитель q^2 обеспечивает выполнение закона сохранения полного спина, в силу которого $G(0,\omega)\equiv 0$. Этот множитель автоматически выделяется при записи γ через коммутатор от $d\vec{S}_{\vec{q}}/dt$ (I,П), где $\vec{S}_{\vec{q}}$ – фурье образ спиновой плотности и поскольку в обменном случае эта производная пропорциональна $\vec{q}$. Область применимости формулы (6) ограничена влиянием дипольных сил. В обменной области температур ($4\pi\chi \ll 1$) это влияние сказывается при очень малых q, удовлетворяющих условию

$$(qa)^2(\varkappa a)^{-\frac{3}{2}} d_0 < G_0(0)\Gamma_0, \qquad (7)$$

где $d_0 = d(0,0)\sim 1$ и Γ_0 – обратное время однородной релаксации в обменной области; свойства Γ_0 наиболее полно были обсуждены в П. В дипольной области ($4\pi\chi > 1$) формулой (6) можно пользоватьоя при $q > q_0$, где q_0 – введенный выше дипольный импульс.

Подставим теперь (5) и (6) в (4) и перейдем к безразмерным переменным

$$\Theta = \frac{p}{\varkappa}\vartheta; \quad y = \frac{\omega Z}{T_c(\varkappa a)^{5/2}}.$$

В результате, учитывая зависимость q_ω от ϑ и ω, получим:

$$\mathcal{J}_{x,z}(\vartheta) = G_0(0)\frac{1}{\pi}\int\frac{dy}{y}\,\mathrm{Im}\,F(\theta,y)(\theta^2, \ell^2y^2), \qquad (8a)$$

$$F(\theta,y) = \frac{d(y,\theta^2+\ell^2y^2)}{-iy+(\theta^2+\ell^2y^2+1)(\theta^2+\ell^2y^2)d(y,\theta^2+\ell^2y^2)}, \qquad (8в)$$

$$\ell = Z^{-1}T_c(\varkappa a)^{\frac{5}{2}}\left(2E\frac{\varkappa}{p}\right)^{-1} = \frac{\Omega_c(\varkappa)R}{v} = \frac{t}{T_c(\varkappa)}, \qquad (8c)$$

где $R=\varkappa^{-1}$ – радиус критических флуктуаций, $T_c(\varkappa)=\Omega_c^{-1}(\varkappa)$ – их характерное время жизни, v – скорость нейтрона и t – время, за которое нейтрон проходит расстояние R. Параметр ℓ имеет простой физический смысл отношения времени пролета нейтрона через критическую флуктуацию к ее времени жизни. Для достаточно быстрых

рассматривались одночастичные графики, состоящие из блоков, соединенных одной линией.

нейтронов $t \ll T_e$ критические флуктуации являются квазистатическими и рассеяние должно быть квазиупруго. И действительно, из (8) видно, что при малых ℓ мала величина $\mathcal{J}_z$, которая, как было отмечено выше, является мерой неупругости рассеяния. Для медленных нейтронов $t \gg T_e$, и, как мы увидим ниже, величина $\mathcal{J}_z$ сравнивается с $\mathcal{J}_x$. Поскольку вид функции $\alpha(x,z)$ нам неизвестен, величины $\mathcal{J}_{x,z}$ удается проанализировать лишь в ряде предельных случаев. Однако предварительно сделаем одно замечание общего характера. Функция F конечна в нуле и поэтому выражения для $\mathcal{J}_{x,z}$ можно переписать в следующем виде:

$$\mathcal{J}_{x,z} = G_0(0)\frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dy}{y-i\delta}\left[F(y)-F^*(y)\right](\theta^2,\ell^2y^2) \qquad (9)$$

Если пренебречь зависимостью $F(y)$ от $\ell^2 y^2$, то,в силу упомянутых выше аналитических свойств, функция $F(y)$ регулярна в верхней полуплоскости переменной y, а $F^*(y)$ – в нижней. Поэтому величина первого слагаемого определяется вычетом в точке $y = i\delta$, второе слагаемое тождественно равно нулю,и мы приходим к известному статическому результату:

$$\mathcal{J}_x = \mathcal{J} = G_0(0)\frac{1}{\theta^2+1} = \frac{2}{T_c a^2(p^2\vartheta^2+\varkappa^2)};\ \mathcal{J}_z = 0. \qquad (10)$$

Для сечения это приводит к выражению,использованному в работах /2,3/

Таким образом, интересующее нас отличие от статического результата ($\mathcal{J}_z \neq 0$) может возникнуть только за счет появления дополнительных особых точек функций F и F^*, обусловленных зависимостью q от ω (конечные ℓ^2y^2) и лежащих для $F(y)$ в верхней,а для $F^*(y)$ в нижней полуплоскости переменной y. Эти особые точки мы будем называть неупругими. Дальнейший анализ основан на перечисленных ниже свойствах функции $\alpha(x,z)$. Это, прежде всего, следующие асимптотические формулы:

$$d(x,z) = \begin{cases} d_0 \left\{ 1 + i\alpha x + \beta z + (C_1 ix + C_2 z)\left(\frac{z}{2} - ix\right)^{1/2} + \dots \right\} & \text{(IIa)} \\ d_1 \left(\frac{i}{x}\right)^{3/5}; \ |x| >> max\left(|z|^{5/4}; 1\right); \ d_1 > 0 & \text{(IIв)} \\ d_2 \left(\frac{1}{z}\right)^{3/4}; \ |z| >> 1; \ |z|^{\frac{5}{4}} >> |x|; \ d_2 > 0. & \text{(IIc)} \end{cases}$$

Здесь все константы (d_0, C_1 и т.д.) – числа порядка единицы. Разложение (IIa) было получено в работе автора /I6/, из первого члена этого разложения следует известный закон спиновой диффузии в гидродинамической области ($q << \varkappa$) с коэффициентом диффузии $D = Z^{-1} T_c d_0 a^2 (\varkappa a)^{1/2} I/$. Асимптотическая формула (IIв) получается из требования, чтобы при $\omega \to \infty$ зависимость $G(q,\omega)$ от q сводилась к тривиальному множителю q^2; эта асимптотика подробно анализируется в разделе П. Формула (IIc), включая положительность d_2, получается из требования независимости γ от ω при больших q ; ее легко вывести из выражений, содержащихся в работе П. Кроме асимптотических формул (II), нам надо иметь представление о положении особых точек функции $d(x,z)$. Как было показано в /I6/, при $|x|,|z| << 1$ функция d имеет серию точек ветвления $x_n = -iz/n$ ($n = 2,3$ ...). Наиболее сильная из этих особенностей, соответствующая $n = 2$, описывается последним слагаемым в (IIa). При $z = \ell^2 y^2$ и $\ell >> 1$ все эти особенности превращаются в пары точек ветвления при $y = 0$ и $y_n = in\ell^{-2}$; последняя, очевидно, лежит в верхней полуплоскости переменной y . В теории динамического подобия характерный масштаб функции $d(x,z)$ порядка единицы. Поэтому все остальные особые точки d должны лежать при $|x|,|y| \sim 1$. В настоящее время ничего не известно о конкретном виде этих особенностей.

Перейдем теперь к анализу различных предельных случаев.

I. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ: $p\vartheta << \varkappa$; $\theta << 1$

Как следует из (8в), при $\theta = 0$ функция F имеет полюс в точке $y = 0$. При конечных, но малых θ , этот полюс превращается в диффузионный полюс при $y = -id_0\theta^2$ ($\omega = -iDp^2\vartheta^2$). В случае, когда лежащие на конечном расстоянии от точки $y = 0$ особенности

функции $F(y)$ находятся существенно дальше от начала координат, чем диффузионный полюс, они слабо зависят от θ и для их анализа можно пользоваться выражением для F, полученным при $\theta = 0$. При этом F можно представить в виде

$$F(y) = (y + i d_0 \theta^2)^{-1} u^{-1}(y) ,$$
$$u(y) = \ell^2 y (\ell^2 y^2 + 1) - i d^{-1}(y, \ell^2 y^2) . \qquad (I2)$$

Подставив это выражение в (9), при малых θ получим:

$$J_x = G_0(0) ,$$
$$J_z = G_0(0) \frac{\ell^2}{2\pi i} \int dy \left[\frac{1}{u(y)} - \frac{1}{u^*(y)} \right] = G_0(0) \frac{\ell^2}{\pi} \operatorname{Im} \int \frac{dy}{u(y)} =$$
$$= G_0(0) \frac{\ell^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{[\ell^4 y^3 + \ell^2 y - d''/|d|^2]^2 + d'^2 |d|^{-4}} \cdot \frac{d'}{|d|^2} , \qquad (I3)$$

где d' и d'' – вещественная и мнимая части d. Эти формулы верны с точностью до членов порядка θ^2. С этой же точностью отношение $R = J_z J_x^{-1}$ зависит лишь от ℓ. Этот результат является следствием существования у G диффузионного полюса, обусловленного законом сохранения полного спина. Независимость R от ϑ в гидродинамической обменной области недавно была обнаружена экспериментально Окороковым и др. /I7/. Ниже мы увидим, что, если закон сохранения спина нарушен, возникает сильная зависимость $J_{x,z}$ и R от ϑ; в обменной области это, однако, происходит при очень малых углах рассеяния.

Дальнейший анализ возможен в двух предельных случаях – $\ell \gg 1$ и $\ell \ll 1$.

МЕДЛЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ; $\ell \gg 1$

Используя (9) и (IIa), легко показать, что при больших ℓ функция F имеет полюса в точках $y_\pm = (2d_0 \ell^2)^{-1} i [1 \pm \sqrt{1 + (2d_0 \ell \theta)^2}]$; (если $\theta \ll (2 d_0 \ell)^{-1}$, то $y_+ \simeq i(d_0 \ell^2)^{-1}$, а точка $y_- \simeq i d_0 \theta^2$ является диффузионным полюсом). Очевидно, R не зависит от ϑ, только если выполнено

$$\theta \ll (2\ell d_0)^{-1}; \; \vartheta \ll \vartheta_0 = \frac{E Z}{T_c(\varkappa a)^{1/2} d_0 (pa)^2} = \frac{E}{D p^2}, \quad (14)$$

где D – коэффициент спиновой диффузии. Угол ϑ_0 не зависит от энергии и лежит в гидродинамической области. Чтобы получить выражения для $\mathcal{J}_{x,z}$ во всей этой области надо пользоваться выражением (8в). При $\ell^2 y \sim 1$ $F(y) \simeq [\ell^2 y^2 + \theta^2 - iy d_0^{-1}]^{-1}$; прибавляя и вычитая в (9) выражение для $\mathcal{J}_{x,z}$, вычисленное с таким F, имеем:

$$\mathcal{J}_{x,z} = \mathcal{J}_{x,z}^{(1)} + \mathcal{J}_{x,z}^{(2)},$$

$$\mathcal{J}_{x,z}^{(1)} = \frac{G_0(0)}{2\pi i} \int \frac{dy}{y - i\delta} \left\{ \frac{1}{y^2\ell^2 + \theta^2 - iy d_0^{-1}} - \frac{1}{y^2\ell^2 + \theta^2 + iy d_0^{-1}} \right\} (\theta^2, \ell^2 y^2) =$$

$$= G_0(0) \left[1 + (2\ell d_0 \theta)^2 \right]^{-1/2}, \quad (15)$$

$$\mathcal{J}_{x,z}^{(2)} = \frac{G_0(0)}{\pi} \int \frac{dy}{y} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{(\ell^2 y^2 + \theta^2)(\ell^2 y^2 + 1) - iy d^{-1}} - \frac{1}{(\ell^2 y^2 + \theta^2)(\ell^2 y^2 + 1) - iy d_0^{-1}} \right\} \cdot (\theta^2, \ell^2 y^2)$$

В формуле для $\mathcal{J}_{x,z}^{(2)}$ подынтегральное выражение при $|y| \gg \ell^{-1}$ быстро убывает и поэтому основной вклад дают $|y| \lesssim \ell^{-1}$. При таких y можно считать, что $d(y, \ell^2 y^2 + \theta^2)$ зависит лишь от второго аргумента; при этом в силу (IIa) ее мнимая часть мала и ею можно пренебречь. Переходя к новой переменной $x = \ell y$ и учитывая, что при всех $|y| \lesssim \ell^{-1}$ функция d порядка единицы, $\mathcal{J}_{x,z}^{(2)}$ можно представить в виде

$$\mathcal{J}_{x,z}^{(2)} = \frac{G_0(0)}{\pi \ell} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx\, (\theta^2, x^2)(x^2 + \theta^2)\left[d^{-1} - d_0^{-1}(x^2+1)^2 \right]}{\left[(x^2+\theta^2)^2 (x^2+1)^2 + x^2 (d\ell)^{-2} \right]\left[(x^2+\theta^2)^2 + x^2 (d_0 \ell)^{-2} \right]}, \quad (16)$$

при $|x| \ll 1$ разность $d^{-1} - d_0^{-1}(1+x^2)^2 \simeq \beta x^2$, где $|\beta| \sim 1$. Если в знаменателе (I6) пренебречь θ^2 и членами с ℓ^{-2}, то интеграл для $\mathcal{J}_x^{(2)}$ разойдется на нижнем пределе, а интеграл для $\mathcal{J}_z^{(2)}$ будет конечным. Это значит, что в выражении для $\mathcal{J}_x^{(2)}$ основную роль играют $|x| \ll 1$, а в $\mathcal{J}_z^{(2)}$ – $|x| \sim 1$. Поэтому для $\mathcal{J}_{x,z}$ имеются следующие приближенные выражения:

$$\mathcal{J}_x^{(2)} = \frac{G_0(0)\theta^2}{\pi \ell} \int \frac{dx\, \beta\, x^2 (x^2 + \theta^2)}{\left[(x^2+\theta^2)^2 + x^2 (d_0 \ell)^{-2} \right]^2} = \frac{G_0(0)\, \theta^2 \beta}{\ell^2 d_0 \left[1 + (2\ell d_0 \theta)^2 \right]^{3/2}},$$

$$J_z^{(2)} = \frac{G_o(0)}{\pi \ell} \int \frac{dx[\alpha^{-1} - \alpha_o^{-1}(x^2+1)^2]}{x^2(x^2+1)^2} = - \frac{A}{\ell}, \qquad (I7)$$

где $A \sim 1$. Очевидно, что величина $J_x^{(2)}$ пренебрежимо мала. Из вида интеграла для $J_z^{(2)}$ невозможно определить его знак. Вместе с тем, из физических соображений ясно, что при $\vartheta = 0$ с ростом неупругости (т.е. ℓ) величина J_z должна увеличиваться и поэтому мы считаем, что $A > 0$. Окончательный результат для интересующих нас величин при $\ell >> 1$ имеет вид:

$$J_x = \frac{G_o(0)}{\sqrt{1+(2\ell\alpha_o\theta)^2}} = \frac{G_o(0)}{\sqrt{1+(Dp^2\vartheta/E)^2}},$$

$$J_z = G_o(0)\left[\frac{1}{\sqrt{1+(2\ell\alpha_o\theta)^2}} - \frac{A}{\ell}\right],$$

$$J = G_o(0)\left[\frac{2}{\sqrt{1+(2\ell\alpha_o\theta)^2}} - \frac{A}{\ell}\right], \qquad (I8)$$

$$R = 1 - \frac{A}{\ell}\sqrt{1+(2\ell\alpha_o\theta)^2}.$$

Характерной особенностью этих выражений является то, что при $\vartheta << \vartheta_o$ величина R близка к единице, $J_x \simeq J_z$ и $J \simeq 2G_o$, т.е. в два раза больше статического значения (I0). Кроме того, зависимость J от угла появляется уже в гидродинамической области при $\vartheta \sim \vartheta_o << \varkappa/p$, причем, в области углов $\frac{\varkappa}{p} >> \vartheta >> \vartheta_o$ интенсивность пропорциональна ϑ^{-1} , в то время как статическое значение не зависит от ϑ (см. ниже рис.2а). Таким образом, при $\ell \sim 1$ величина $J(\vartheta)$ должна сильно зависеть от ℓ и принимать привычное, статическое значение (I0) лишь в пределе $\ell \to 0$. Необычное поведение $J(\vartheta)$ при больших ℓ обусловлено существованием близких к началу координат полюсов y_1 функции F , благодаря которым при $|y| \sim \ell^{-2}$ функция F в (9) оказывается аномально большой.

БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ ; $\ell << 1$

Пусть сначала $\vartheta = 0$. В этом случае при $|y| \lesssim 1$ подынтегральное выражение в (13) порядка единицы, а при $|y| > 1$ в соответствии с асимптотикой (IIв) начинает убывать как $y^{-3/5}$. Это убывание очень слабое и интегрировать до бесконечности нельзя. Убывание становится сильным, когда слагаемое $y^3 \ell^4$ в знаменателе перерастает член d^{-1}. Нетрудно убедиться с помощью (IIв,с), что это происходит при $|y| \sim y_1 = \ell^{-5/3}$, и оценка интеграла в (13) имеет вид:

$$\int_0^{y_1} \frac{dy}{y^{3/5}} \sim y_1^{2/5} \sim \ell^{-2/3} .$$

В результате для интересующих нас величин получаем:

$$\mathcal{J}_x = G_0(0) ,$$

$$\mathcal{J}_z = G_0(0)\, B\, \ell^{4/3} = G_0(0)\, B \left(Z^{-1} T_c \frac{pa}{2E}\right)^{4/3} (\varkappa a)^2 = Z^{-1} T_c B \left(Z^{-1} T_c \frac{pa}{2E}\right)^{4/3} ,$$

$$\mathcal{J} = G_0(0)\left[1 + B\left(Z^{-1} T_c \frac{pa}{2E}\right)^{4/3} (\varkappa a)^2\right] = G_0(0) + B\, T_c\, Z^{-1}\left(Z^{-1} T_c \frac{pa}{2E}\right)^{4/3} ,$$

$$R = B (\varkappa a)^2 \left(Z^{-1} T_c \frac{pa}{2E}\right)^{4/3} , \qquad (19)$$

где $B \sim 1$. При вычислении $\mathcal{J}_z$ под интегралом были существенны $|y| \sim y_1 = \ell^{-5/3}$. Поэтому, в силу (7) , основной вклад в $\mathcal{J}_z$ вносят акты рассеяния с большой передачей энергии, по порядку величины равной

$$\omega_1 = Z^{-1} T_c \left(\frac{2E}{Z^{-1} T_c\, pa}\right)^{5/3} . \qquad (20)$$

Это, в частности, означает, что при $\ell << 1$ ограничения, аналогичного (14), на угол ϑ нет, и формулы (19) верны по всей гидродинамической области углов $\vartheta < \varkappa/p$. Исходные формулы (4) были выведены в предположении, что $|\omega| << E$. Поэтому формулы (19) верны только если $\omega_1 << E$.

Это условие в дальнейшем мы считаем выполненным.

Величина R в (I9) пропорциональна $\varkappa^2 E^{-2/3}$; эта характерная температурная и энергетическая зависимость R является следствием асимптотической формулы (IIв). Экспериментальная проверка этой зависимости была бы крайне интересна, т.к. это был бы первый опыт по исследованию асимптотического поведения функции Грина, следующего из теории динамического подобия. Можно поставить вопрос иначе: как зависит R от характера убывания d . Пусть при $|Y|>>1$ функция d пропорциональна y^{-f} [3]; тогда член $y^3 \ell^4$ в знаменателе интеграла (I3) "пересиливает" d^{-1} при $y_f = \ell^{-4/(3-f)}$ и для R получается оценка

$$R \sim \ell^{\frac{2(1+f)}{3-f}} \sim \varkappa^{\frac{3(1+f)}{3-f}} E^{-\frac{1+f}{3-f}} . \qquad (2I)$$

В частности, если $d = \mathrm{const}$, то $f = 0$, $y_0 = \ell^{-4/3}$ и $R \sim \varkappa^{2/3} E^{-1/3}$.

РОЛЬ ОДНОРОДНОЙ РЕЛАКСАЦИИ

В обменной области температур ($4\pi\chi < 1$) взаимодействия, нарушающие закон сохранения полного спина, приводят к появлению времени однородной релаксации Γ_0^{-1} , т.е. к не исчезающей в пределе $q = 0$ добавке к кинетическому коэффициенту $\gamma_0 = G_0(0)\Gamma_0$. Мы будем считать, что рассматриваемое нарушение не велико, так что $\Gamma_0 << \Omega_\ell(\varkappa)$; в реальных ферромагнетиках это условие выполнено.

При учете однородной релаксации функцию F в (8) надо заменить на

$$\tilde{F} = \frac{\gamma_0 (\varkappa a)^{-1/2} + (\ell^2 y^2 + \theta^2)\, d(y, \ell^2 y^2 + \theta^2)}{-iy + (\ell^2 y^2 + \theta^2 + 1)\left[\gamma_0 (\varkappa a)^{-1/2} + (\ell^2 y^2 + \theta^2)\, d(y, \ell^2 y^2 + \theta^2)\right]} . \qquad (22)$$

Слагаемое $\gamma_0 (\varkappa a)^{-1/2}$ в числителе – это главное, что отличает (22) от (8в); из-за него в выражениях для $J_{x,z}$ возникает дополнительный вклад от полюсов в точках $y = \pm i\theta/\ell$, т.е. $\omega = \pm 2iE\vartheta$. Вклад этих полюсов может быть заметен, только если выполнено условие

[3] В разделе II показано, что при $|\omega| \to \infty$ G не может убывать быстрее, чем ω^{-2}, и поэтому $f \leq 1$.

$2E\vartheta \ll \Omega_e(\varkappa)$ ($\theta \ll \ell$). Как нетрудно убедиться, при соответствующих y функцию d можно считать постоянной. В результате все вычисления становятся аналогичными проделанным выше.

Для медленных нейтронов ($\ell \gg 1$) в области больших y ($|y| \gtrsim \ell^{-1}$) влияние однородной релаксации пренебрежимо мало и соответствующий вклад в $\mathcal{J}_{x,z}$ совпадает с вычисленным выше. Вклад же от области $|y| \ll \ell^{-1}$ легко вычисляется "по вычетам", если учесть, что выражение (22) имеет полюса в точках

$$y_{\pm} = \frac{i}{2d_0\ell^2}\left\{1 \pm \sqrt{1 + (2\ell d_0)^2\left[\theta^2 + \Gamma_0/D\varkappa^2\right]}\right\}. \quad (23)$$

В результате получаются весьма громоздкие выражения; однако при выполнении условия $(2\ell d_0)^2[\theta^2 + \Gamma_0/D\varkappa^2] = E^{-2}Dp^2[Dp^2\vartheta^2 + \Gamma_0] \ll 1$, справедливого практически при всех разумных значениях, входящих в (23) величин, ответ имеет простой вид:

$$\mathcal{J}_x = G_0(0)\frac{2E\vartheta}{2E\vartheta + \Gamma_0}; \quad \mathcal{J}_z = G_0(0)\left[\frac{2\Gamma_0 + 2E\vartheta}{\Gamma_0 + 2E\vartheta} - \frac{A}{\ell}\right];$$

$$\mathcal{J} = 2G_0(0); \quad R = 1 - \frac{A}{\ell} + \frac{\Gamma_0}{E\vartheta}\left(1 - \frac{A}{2\ell}\right). \quad (24)$$

Для быстрых нейтронов ($\ell \ll 1$), лежащие в верхней полуплоскости особенности функции (22) так же, как и в случае отсутствия однородной релаксации, находятся на расстояниях $|y| \sim y_1 \sim \ell^{-5/3}$ от начала координат и вклад от них совпадает с вычисленным выше. Поэтому необходимо учесть лишь вклад от полюса в точке $y = i\theta/\ell$ что делается элементарно, и в результате получаем:

$$\mathcal{J}_x = G_0(0)\frac{2E\vartheta}{2E\vartheta + \Gamma_0}; \quad \mathcal{J}_z = G_0(0)\left[\frac{\Gamma_0}{2E\vartheta + \Gamma_0} + B\ell^{4/3}\right],$$

$$\mathcal{J} = G_0(0)\left(1 + B\ell^{4/3}\right); \quad R = \frac{\Gamma_0}{2E\vartheta}\left(1 + B\ell^{4/3}\right) + B\ell^{4/3}. \quad (25)$$

Из формул (23) и (25) видно, что при $\vartheta \to 0$ величина $\mathcal{J}_x$ обращается в нуль, а R – в бесконечность. В настоящее время нет опытов по исследованию однородной релаксации в обменной области. Это связано с тем, что высокотемпературные ферромагнетики явля-

ются металлами и радиочастотные методы исследования для них непригодны, а у низкотемпературных ферромагнетиков практически вся область критических явлений является дипольной. Поэтому изучение Γ_0 с помощью нейтронов было бы весьма интересно, хотя соответствующий эксперимент должен быть очень не прост из-за необходимости работать при малых ϑ .

П. КРИТИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ : $p\vartheta >> \varkappa;\ \theta >> 1$

Рассмотрение этой области удобно начать со случая малых ϑ.

БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ : $\ell << 1$.

При анализе малых ℓ в гидродинамической области было показано, что величина J_z определяется актами рассеяния с большой передачей энергии $|\omega| \sim \omega_1$ или же $|y| \sim y_1 = \ell^{-5/3}$. Из общей формулы (9) сразу видно, что этот вывод остается верным и в критической области, если только выполнено условие

$$\theta << \theta_1 = \ell y_1 = \ell^{-2/3};\ \vartheta << \vartheta_1 = \left(\frac{2E}{T_c Z^{-1}(pa)^{5/2}}\right)^{2/3}. \qquad (26)$$

При этом величина J_z по-прежнему определяется формулой (19). Для вычисления J_x удобно в (9) прибавить и вычесть статическое значение J_x . В результате получается следующее выражение:

$$J_x = \frac{G_0(0)}{1+\theta^2} + \frac{G_0(0)}{\pi} \mathrm{Im} \int \frac{dy\left[\frac{i}{d} - \frac{i}{d^{(0)}} - \ell^2 y(\ell^2 y^2 + 2\theta^2)\right]\theta^2}{\left(-\frac{iy}{d^{(0)}} + \theta^4\right)\left[-\frac{iy}{d} + (\theta^2 + \ell^2 y^2)^2\right]}, \qquad (27)$$

где $d^{(0)} = d(y, \theta^2)$, а $d = d(y, \theta^2 + \ell^2 y^2)$. В стоящем справа интеграле основную роль играют $|y| >> 1$, поэтому его легко оценить и при условии (26) он по порядку величины равен $G_0 (\theta/\theta_1)^2 \theta^{-2}$, т.е. мал по сравнению с первым членом в (27). Таким образом, по всей области углов от нуля до ϑ_1 имеем:

$$J_x = Z\, T_c^{-1}\left([(p\vartheta)^2 + \varkappa^2]a^2\right)^{-1};\ J_z = B Z T_c^{-1}\left(Z^{-1} T_c \frac{pa}{2E}\right)^{4/3},$$

$$J = \frac{Z}{T_c[(p\vartheta)^2 + \varkappa^2]a^2} + B\frac{Z}{T_c}\left(Z^{-1}T_c\frac{pa}{2E}\right)^{4/3},$$

$$R = B\left(Z^{-1}\ T_c\ \frac{pa}{2E}\right)^{4/3}[(p\vartheta)^2 + \varkappa^2]a^2 \ . \qquad (28)$$

Перейдем теперь к случаю очень больших углов $\vartheta \gg \vartheta_1$. При этом, очевидно, в (9) основную роль играют $|y| \sim \theta \ell^{-1} \gg \gamma_1$ и для оценок надо пользоваться асимптотикой (IIc). В результате удается выразить $J_{x,z}$ в виде простых интегралов, вычислив которые получим:

$$J_x = \frac{7}{5}J_z = \frac{G_0(0)}{d_2\ell\theta^{7/2}}\cdot\frac{7\pi\sqrt{2}}{128} = \frac{7\pi\sqrt{2}}{128 d_2}\left(Z^{-1}T_c\frac{pa}{2E}\right)^{4/3}\frac{Z}{T_c}\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta}\right)^{7/2} =$$

$$= \frac{7\pi\sqrt{2}}{128 d_2}\ \frac{Z}{T_c(pa\vartheta)^2}\ \frac{2E\vartheta}{T_c Z^{-1}(pa\vartheta)^{5/2}} \ . \qquad (29)$$

Таким образом, $R = 5/7$. Нетрудно убедиться, что при $\vartheta \sim \vartheta_1$ значения $J_{x,z}$, даваемые формулами (29) и (28), по порядку величины совпадают. Отметим еще, что при $\vartheta \gg \vartheta_1$ интенсивность J с ростом угла убывает значительно быстрее, чем в статическом пределе.

МЕДЛЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ : $\ell \gg 1$

В этом случае неупругость, очевидно, начинает сказываться так же, как и в преднцущем случае при $|y| \sim \theta \ell^{-1}$; легко проверить, что при этом выражения для $J_{x,z}$ и R совпадают с формулами (29), которые теперь оказываются верными во всей критической области углов $\vartheta \gg \varkappa/p$, причем, при $\vartheta \sim \varkappa/p$ оценки порядков величин $J_{x,z}$ по формулам (I8) и (29) совпадают, так что быстрое убывание $J_{x,z}$ с ростом ϑ начинается сразу же после выхода из гидродинамической области. Общая картина угловой зависимости сечения для случаев

Рис.2. Угловая зависимость сечения рассеяния с учетом эффектов неупругости; а – медленные нейтроны ($\ell \gg 1$), в – быстрые нейтроны ($\ell \ll 1$). Пунктирная линия соответствует формуле Орнштейна-Цернике, описывающей последние сечения в статическом пределе.

медленных и быстрых нейтронов показана на рис.2, а формулы для полных сечений имеют вид:

$$\sigma \sim \frac{4\pi}{3}(r_0\gamma)^2 \frac{Z}{(pa)^2}\frac{1}{l}\,; \quad l >> 1\,, \qquad (30а)$$

$$\sigma = \frac{4\pi}{3}(r_0\gamma)^2 \frac{Z}{(pa)^2} \ln\left(\frac{p\vartheta_1}{\varkappa}C\right) = \frac{4\pi}{3}(r_0\gamma)^2 \frac{Z}{(pa)^2}\ln\left(\frac{C}{l^{2/3}}\right), \qquad (30в)$$

где $C \sim 1$. Первая из этих формул верна лишь по порядку величины из-за того, что мы не знаем точного вида функции $J(\vartheta)$ при $\vartheta \sim \varkappa/p$. Во второй формуле аргумент логарифма – большое число; численный множитель $C \sim 1$ также нам не известен из-за незнания $J(\vartheta)$ при $\vartheta \sim \vartheta_1$. Без учета эффектов неупругости формула для полного сечения отличалась бы от (30а,в) заменой в (30в) аргумента логарифма на $c_1 p/\varkappa$, где $c_1 \sim 1$. Поскольку $\vartheta_1 << 1$ учет неупругости даже в случае быстрых нейтронов приводит к заметному уменьшению полного сечения по сравнению со статическим результатом.

3. Дипольная область

В дипольной области, определяемой условиями $4\pi\chi(q,0) > 1$ и $q < q_0 = a^{-1}\left(\frac{\omega_0 Z}{T_c}\right)^{1/2}$ [4], в соответствии с формулой (2) и динамическим подобием,

$$\gamma(q,\omega) = (\varkappa a)^{-1}(q_0 a)^{3/2}\,\psi\left(\frac{\omega}{Z^{-1}T_c(q_0 a)^{3/2}\varkappa a}\,; \frac{q^2}{\varkappa^2}\right) \qquad (31)$$

Такому виду кинетического коэффициента соответствует полученное в I значение динамического дипольного индекса $z_d \simeq 1$. Как уже отмечалось во Введении, цель этой работы состоит в том, чтобы выяснить возможность изучения критической динамики ферромагнетиков с помощью поляризованных нейтронов. В дипольной области это сводится, в основном, к определению z_d, поскольку до настоящего времени относительно значения этого индекса для ферромагне-

---

4) Это выражение для q_0 множителем $Z^{1/2}$ отличается от q_0 во Введении и является более точным, поскольку q_0 определяется из уравнения $\omega_0 G_0(q_0; \varkappa = 0) = 4\pi\chi(q_0, 0; \tau = 0) = 1$.

тиков нет сколько-нибудь достоверных экспериментальных результатов. Необходимо также отметить, что и теоретическая ситуация не такая простая. Дело в том, что в I выражение (2) для Ω_d было получено лишь в пределе $4\pi\chi \to \infty$. Можно показать, что в дипольной области при конечных $4\pi\chi$ характерная энергия описывается формулой:

$$\Omega_d(0) = Z^{-1} T_c (q_0 a)^{1/2} (\varkappa a)^2 \left[1 + g \left(\frac{q_0}{\varkappa}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad (32)$$

где g – число, вычислить которое в настоящее время невозможно. Формула (2) оказывается верной лишь в пределе $g(q_0/\varkappa)^2 = 4\pi\chi g \gg 1$. (Напомним, что $4\pi\chi = \omega_0 \delta_0(0) = q_0^2/\varkappa^2$). Если по каким-то причинам $g \ll 1$ (например, 0,I) формула (2) верна лишь в узкой области температур около T_c, а вне нее

$$\Omega_d(0) = \Omega_d^{(0)}(0) = Z^{-1} T_c (q_0 a)^{1/2} (\varkappa a)^2 = Z^{-1} T_c (q_0 a)^{5/2} (4\pi\chi)^{-1}. \qquad (33)$$

Очевидно, при этом $z_d = 2$. Энергия $\Omega_d^{(0)}$ зависит от температуры так же, как обратная восприимчивость $(4\pi\chi)^{-1}$. Такую температурную зависимость энергии критических флуктуаций принято называть нормальной, а более слабую – аномальной. Выражение (2) является примером аномальной зависимости. Следует отметить, что в ряде работ (см., например, статью Тейтельбаума /18/) делалось утверждение, согласно которому формула (33) правильно описывает дипольную динамику практически во всей дипольной области температур. Здесь не место заниматься критикой этих работ, но из сказанного ясна актуальность экспериментального изучения критической динамики в дипольной области. Отметим еще, что для кубических ферритов и неупорядоченных ферромагнетиков, по-видимому, $z_d \ll 1/2$ (см. работы Лузянина и Хавронина /19/ и автора /20/).

Все сказанное заставляет нас записать характерную энергию и кинетический коэффициент в дипольной области сохранения z_d как свободный параметр (ниже – просто z):

$$\Omega_d(0) = \Omega_0 (\varkappa/q_0)^z; \quad \Omega_0 = \Omega_e(q_0) = Z^{-1} T_c (q_0 a)^{5/2}, \qquad (34a)$$

$$\gamma(q,\omega)=(q_0 a)^{\frac{5}{2}-z}(\varkappa a)^{z-2}\,\psi\left[\frac{\omega}{\Omega_0}\left(\frac{q_0}{\varkappa}\right)^2,\frac{q^2}{\varkappa^2}\right];\ \psi(q_0)=\psi_0\sim 1. \quad (34в)$$

С каждой критической флуктуацией намагниченности связано определенное магнитное поле. Введение дипольных сил автоматически включает в рассмотрение энергию этого поля. Поэтому при фиксированном $\varkappa$ энергия критических флуктуаций при учете дипольных сил должна быть больше, чем без них. Другими словами, дипольные силы делают критические флуктуации более жесткими. В обменной области этим явлением в первом приближении можно пренебречь, а в дипольной оно определяет вид характерной энергии. В частности, из-за него степень z в (34а) должна быть меньше, чем в обменном случае, т.е. $z<z_e=5/2$ (при этом $\Omega_d(\varkappa)<\Omega_0$ и $\Omega_d(q_0)=\Omega_0$). Формулами (34) можно пользоваться при $q,\varkappa<q_e$ и $|\omega|<\Omega_0$. В (34в) при $q<<\varkappa$ остается зависимость лишь от $\varkappa$, а при $q>>\varkappa$ лишь от q , так что в этих предельных случаях

$$\gamma(q,\omega)=(q_0 a)^{\frac{5}{2}-z}\begin{cases}(\varkappa a)^{z-2}\,\psi_1\left[\frac{\omega}{\Omega_0}\left(\frac{q_0}{\varkappa}\right)^2\right];\ q<<\varkappa, & (35а)\\ (q a)^{z-2}\,\psi_2\left[\frac{\omega}{\Omega_0}\left(\frac{q_0}{q}\right)^2\right];\ q_0>q>\varkappa, & (35в)\end{cases}$$

где $\psi_{1,2}(0)=\psi_{1,2}\sim 1$. Мы сейчас приведем асимптотические формулы для γ , справедливые при $\Omega_0>|\omega|>>\Omega_d$, причем, для определенности будем считать, что $q<<\varkappa$ (формулы в обратном предельном случае $q>\varkappa$ будут отличаться просто заменой q на $\varkappa$). Итак, если $z\geqslant 1$, то

$$\gamma(q,\omega)=\psi_3\,(q_0 a)^{\frac{2}{z}\left(\frac{5}{2}-z\right)}\left(\frac{i\,Z^{-1}T_c}{\omega}\right)^{\frac{z-2}{z}};\quad \psi_3\sim 1. \quad (36)$$

Это выражение обобщает результат, полученный в П для $z\approx 1$ и легко может быть получено из требования, чтобы при больших ω функция Грина не зависела от $\varkappa$. Однако при $z<1$ эта формула заведомо не применима, поскольку приводит к более быстрому, чем убыванию функции Грина при больших ω , что, как известно, невозможно (см. П).

Методом работы II нетрудно показать, что при $z < 1$ асимптотика $\gamma(q,\omega)$ имеет вид:

$$\gamma(q,\omega) = (q_0 a)^{5-2z} (\varkappa a)^{2(z-1)} \frac{i Z^{-1} T_c}{\omega} \psi'; \; \psi' \sim 1, \qquad (37)$$

так что полного исчезновения зависимости функции Грина G от $\varkappa$ не происходит. Выражения (35)-(37) заменяют (II) в дипольной области при $|\omega| < \Omega_0$. Ниже нам также понадобится асимптотика γ при $q, \varkappa < q_0$ и $|\omega| > \Omega_0$. Её тоже легко получить методом работы II, причем оказывается, что при $z < 1$ формула (37) правильно описывает асимптотику при всех ω, а при $z \geq 1$ вместо (36) получается выражение

$$\gamma(q,\omega) = (q_0 a)^3 \psi'' \frac{i Z^{-1} T_c}{\omega} + (q a)^2 d_1 \left(\frac{Z^{-1} T_c i}{\omega} \right)^{3/5}; \; \psi'' \sim 1, \qquad (38)$$

где d_1 то же число, что и в (IIв) [5]. Второе слагаемое в этой формуле соответствует чисто обменной части взаимодействия (такое же слагаемое надо добавить и в (37)). Когда оно больше первого, дипольными силами можно пренебречь и вклад от таких ω в $J_{x,z}$ такой же, как и в обменной области. Поэтому для рассмотрения дипольных эффектов второе слагаемое в (38) несущественно.

Теперь мы имеем все необходимое для анализа формул (4) в дипольной области. Поскольку кинетический коэффициент $\gamma(q,\omega)$ при $q=0$ отличен от нуля, в выражениях для $J_{x,z}$ надо учитывать полюса знаменателя $\omega^2 + (2E\vartheta)^2$ так же, как это делалось при наличии однородной релаксации в обменной области. Теперь, однако, кинетический коэффициент γ уже нельзя считать постоянным. Запишем формулу (4) для $J_{x,z}$ в виде

---

[5] Строго говоря, формулы (36)-(38) могут быть выведены лишь для "физических" значений z $\{2,\ 1+\mu/\nu$ и $\frac{1}{2}(1-\eta)\}$, полученных, соответственно, в /18/, /I/ и /20/. Если по каким-либо причинам реальное z отлично от одного из этих значений, то для обоснования (36)-(38) необходим дополнительный анализ, без которого эти формулы можно рассматривать как правдоподобные экстраполяции.

$$J_{1,2} = \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega\left((2E\vartheta)^2+\omega^2\right)}{(\omega-i\delta)(\omega-2iE\vartheta)(\omega+2iE\vartheta)}\left\{\frac{\gamma(q_\omega,\omega)}{-i\omega+G_0^{-1}(q_\omega)\gamma(q_\omega,\omega)} - \begin{matrix}\text{компл.}\\ \text{сопр.}\end{matrix}\right\}. \quad (39)$$

Рассмотрим функцию $\gamma(q_\omega,\omega)$ на отрезке мнимой оси между точками 0 и $2iE\vartheta$ (см. рис.3а). В каждой точке этого отрезка $q_\omega^2>0$, т.е.

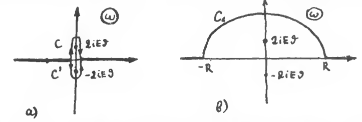


Рис.3. а – контуры интегрирования, исключающие полюса в точках $\omega=\pm 2iE\vartheta$; в – контур C_1, полностью лежащий в обменной области; R – радиус полуокружности, по порядку величины равный ω_2.

переданный импульс q_ω – нормальное вещественное число и возможен реальный физический процесс рассеяния с таким по величине переданным импульсом. Во Введении отмечалось, что при каждом фиксированном (вещественном) переданном импульсе и частоте ω, лежащей на верхней мнимой полуоси, функция γ – положительна. Благодаря этому обстоятельству знаменатель первого слагаемого в фигурных скобках также положителен, а само это слагаемое аналитично. Неупругие особые точки, возникающие у него в верхней полуплоскости, могут лежать лишь вне отрезка $(0, 2iE\vartheta)$. Второе слагаемое обладает аналогичными свойствами на отрезке $(0, -2iE\vartheta)$. Поэтому мы можем деформировать контур интегрирования так, как это показано на рис.3а, выделив в явном виде вклады от полюсов $\omega=i\delta$, $\omega=\pm 2iE\vartheta$. В результате, учитывая, что $q_\omega(\pm 2iE\vartheta)=0$ и $\gamma^*(-2iE\vartheta,0)=\gamma(2iE\vartheta,0)$ получаем:

$$J_1 = G_0(p\vartheta) - G_0(0)\,\frac{\Gamma(2E\vartheta)}{2E\vartheta+\Gamma(2E\vartheta)} + J_1' ,$$

$$J_2 = G_0(0)\,\frac{\Gamma(2E\vartheta)}{2E\vartheta+\Gamma(2E\vartheta)} + J_2' , \quad (40)$$

где $\Gamma(2E\vartheta)=G_0^{-1}(0)\,\gamma(2iE\vartheta,0)>0$ и $\mathcal{J}'_{x,z}$ — вклады в $\mathcal{J}_{x,z}$ от интегралов по контурам C и C', изображенным на рис.3а. (Первому слагаемому в (39) соответствует интеграл по C, а второму – по C'). Нетрудно показать, что $\mathcal{J}'_{x,z}$ можно записать в виде

$$\mathcal{J}'_{x,z}=\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\int\limits_C \frac{d\omega\,((2E\vartheta)^2;\omega^2)}{\omega\left[\omega^2+(2E\vartheta)^2\right]}\cdot\frac{\gamma(q_\omega,\omega)}{-i\omega+G_0^{-1}(q_\omega)\,\gamma(q_\omega,\omega)}\,. \qquad (41)$$

Дипольные силы надо учитывать, когда переданный импульс q_ω меньше q_0 ; соответствующая область углов и энергий ограничена условиями:

$$\vartheta<\frac{q_0}{p}=\vartheta_d\ ;\quad |\omega|<2E\,\frac{q_0}{p}=\omega_2\,. \qquad (42)$$

Если не выполнено хотя бы одно из этих неравенств, дипольные силы оказываются несущественными и надо пользоваться формулами обменной теории.

Контур интегрирования C в (41) можно деформировать и передвигать в верхнюю полуплоскость до тех пор, пока он не коснется "неупругих" особых точек. При этом, если в области $|\omega|\lesssim\omega_2$ такие особые точки отсутствуют, то в (41) контур можно заменить контуром C_1, изображенным на рис.3в, на котором дипольные силы уже не существенны. Таким образом, нам прежде всего надо знать, есть ли особые точки внутри полуокружности радиуса $R=2E\,q_0/p=\omega_2$ на рис.3в, и, если есть,— правильно учесть их вклад.

Очевидно, при $|q_\omega|\ll\varkappa$ особенностей заведомо нет, поскольку зависимостью от таких q_ω можно пренебречь. Точно так же особенностей нет и при $|\omega|\ll 2E\vartheta$, т.к. это статический предел. Поэтому надо анализировать лишь ситуацию, когда $|q_\omega|\gtrsim\varkappa$ и $|\omega|\gtrsim 2E\vartheta$. Но при таких q_ω для γ уже можно пользоваться формулой (35в), причем, аргумент функции ψ_2 нетрудно представить в виде $\ell_0^{-1}\frac{\omega}{\omega_2}\left[(\vartheta/\vartheta_d)^2+(\omega/\omega_2)^2\right]^{z/2}$, где $\ell_0=\Omega_0\left(2E\frac{q_0}{p}\right)^{-1}$ – значение ℓ при $\varkappa=q_0$, т.е. на границе дипольной области. Ниже мы будем считать, что $\ell_0\ll 1$, т.е. рассеиваемые нейтроны достаточно быстрые. В этом случае при $z\geq 1$ аргумент ψ_2 велик и для γ в (41) надо пользоваться асимптотическими формулами (36) и (38); при этом оказывается, что член

$G_0^{-1}\gamma$ в знаменателе (41) пренебрежимо мал и поэтому никаких неупругих особенностей в дипольной области нет. Если $\ell_0 \ll 1$, то выполнены также условия $\omega_d \ll \omega_1$ и $\vartheta_d \ll \vartheta_1$, где ω_1 и ϑ_1 – характерные обменные энергия и угол, определенные формулами (20) и (26). (Точнее, из этих неравенств следует условие $\ell_0^{2/3} \ll 1$). Выше было показано, что при $\vartheta < \vartheta_1$ величина J_x имеет статическое значение, которое уже выделено в (40), а в интеграл для J_z основной вклад вносят энергии порядка ω_1 . Это значит, что в нашем случае J_x' пренебрежимо мало, а J_z' совпадает с J_z в (19). Таким образом, при $\ell_0 \ll 1$ и $z \geq 1$, окончательно получаем:

$$J_x = G_0(p\vartheta) - G_0(0)\frac{\Gamma(2E\vartheta)}{2E\vartheta + \Gamma(2E\vartheta)}, \qquad (43a)$$

$$J_z = G_0(0)\frac{\Gamma(2E\vartheta)}{2E\vartheta + \Gamma(2E\vartheta)} + B\omega_0 \ell_0^{4/3}, \qquad (43в)$$

$$R = \left[1 + \left(\frac{p\vartheta}{\varkappa}\right)^2\right]\frac{[1 + (4\pi\chi)^{-1}B\ell_0^{4/3}]\Gamma(2E\vartheta) + (2E\vartheta)(4\pi\chi)^{-1}B\ell_0^{4/3}}{2E\vartheta - \left(\frac{p\vartheta}{\varkappa}\right)^2\Gamma(2E\vartheta)}. \qquad (43c)$$

При написании этих формул мы учли, что $\omega_0 G_0(0) = 4\pi\chi$; $G_0(q_0) = \omega_0^{-1}$ и выразили обменную часть J_z через ℓ_0 . Следует подчеркнуть, что при выводе (43) нам не понадобился конкретный аналитический вид γ . Фактически мы воспользовались лишь свойством $\gamma(q=0,\omega) \neq 0$ являющимся следствием нарушения закона сохранения полного спина и тем, что характерная дипольная энергия достаточно мала, благодаря чему нет неупругих особенностей в дипольной области (при $z<1$ это не так); кроме того, мы считали нейтроны быстрыми, так что $\ell_0 \ll 1$ и существует естественная сшивка о обменным результатом при $\ell \ll 1$. В формуле (43c) справа все величины, кроме $\Gamma(2E\vartheta)$, известны, и поэтому с ее помощью по экспериментальным значениям R можно восстановить вид функции $\Gamma(2E\vartheta)$ и затем сравнивать с предсказаниями той или иной теории. В силу сделанных выше предположений $(4\pi\chi)^{-1}\ell_0^{4/3} B \ll 1$; кроме того, с помощью (34), (36) и (38) легко проверить, что второе слагаемое в знаменателе (43c) пренебрежимо мало и поэтому, для связи R и Γ , можно написать выражение:

$$R = \left[1 + \left(\frac{p\vartheta}{\varkappa}\right)^2\right]\left[\frac{\Gamma(2E\vartheta}{2E\vartheta} + B\, \ell_0^{4/3} (4\pi X)^{-1}\right], \qquad (44а)$$

$$\Gamma(2E\vartheta) = \left\{R\left[1 + \left(\frac{p\vartheta}{\varkappa}\right)^2\right]^{-1} - B\, \ell_0^{4/3}(4\pi X)^{-1}\right\} \cdot 2E\vartheta. \quad (44в)$$

В двух самых важных частных случаях $z = 1$ и $z = 2$ в соответствии с (34), (36) и (38) формулы для Γ имеют вид:

$$\Gamma_{z=1}(2E\vartheta) = \Omega_0 \begin{cases} \psi_0 \frac{\varkappa}{q} = (4\pi X)^{-1/2}\psi_0; & 2E\vartheta \ll \Omega_0 \varkappa/q_0 \\ \psi_3\left(\frac{\varkappa}{q_0}\right)^2 \frac{\Omega_0}{2E\vartheta}; & 2E\vartheta \gg \Omega_0 \varkappa/q_0, \end{cases} \qquad (45а)$$

$$\Gamma_{z=2}(2E\vartheta) = \Omega_0 \begin{cases} \psi_0 \frac{\varkappa^2}{q_0^2} = (4\pi X)^{-1}\psi_0; & 2E\vartheta \ll \Omega_0, \\ \psi'' \frac{\varkappa^2}{q_0^2}\frac{\Omega_0}{2E\vartheta} = \frac{\Omega_0}{2E\vartheta}(4\pi X)^{-1}\psi''; & 2E\vartheta \gg \Omega_0. \end{cases} \qquad (45в)$$

Из этих формул видно, что при $z = 1$ зависимость Γ от ϑ начинается при значительно меньших ϑ, чем в случае $z = 2$, хотя, потом эти величины практически совпадают. Отметим еще, что при $z = 2$ функция Γ является произведением $(4\pi X)^{-1}$ на функцию, не зависящую от температуры, а при $z = 1$ такой факторизации нет. Приведем еще предельные формулы для R в различных случаях.

I. $z = 1$.

Гидродинамическая область; $p\vartheta \ll \varkappa$.

а) $2E\vartheta < \Omega_0 \varkappa/q_0$; $\quad \vartheta < \ell_0 \varkappa/p$,

$$R = \psi_0 \frac{\Omega_0 \varkappa/q_0}{2E\vartheta} = \frac{\psi_0}{\ell_0}\frac{\varkappa}{p\vartheta} \gg 1, \qquad (46)$$

в) $\Omega_0 \frac{\varkappa}{q_0} > 2E\vartheta$; $\ell_0 \varkappa/p < \vartheta < \varkappa/p$,

$$R = (4\pi X)^{-1}\left[B\,\ell_0^{4/3} + \left(\frac{\Omega_0}{2E\vartheta}\right)^2\psi_3\right] = (4\pi X)^{-1} B\,\ell_0^{4/3} + \ell_0^2\left(\frac{\varkappa}{p\vartheta}\right)^2\psi_3; \qquad (47)$$

Критическая область; $p\vartheta \gg \varkappa$.

$$R = \ell_0^2\psi_3 + B\,\ell_0^{4/3}\left(p\vartheta/q_0\right)^2. \qquad (48)$$

II. $z = 2$.

Гидродинамическая область; $p\vartheta \ll \varkappa$.

а) $2E\vartheta \ll \Omega_0$,

$$R = (4\pi\chi)^{-1}\,\frac{\Omega_0}{2E\vartheta}\,\psi_0 \gg (4\pi\chi)^{-1}. \qquad (49)$$

в) Если $2E\frac{\varkappa}{p} > \Omega_0$; $\ell_0 (4\pi\chi)^{1/2} > 1$ в области углов $\ell_0 \frac{q_0}{p} < \vartheta < \varkappa/p$ выражение для R совпадает с (47) с заменой ψ_3 на ψ''.

Критическая область; $p\vartheta \gg \varkappa$.

а) Если $2E\frac{\varkappa}{p} \ll \Omega_0$; $\ell_0 (4\pi\chi)^{1/2} \ll 1$, то при $\frac{\varkappa}{p} < \vartheta < \Omega_0/2E$

$$R = \psi_0\left(\frac{p\vartheta}{q_0}\right)\ell_0 + \left(\frac{p\vartheta}{q_0}\right)^2 B\,\ell_0^{4/3} \qquad (50)$$

в) В остальной критической области формула для R совпадает с (48) с заменой ψ_3 на ψ''.

Из приведенных формул ясно, что в дипольной области, так же как и в обменной, с помощью поляризованных нейтронов можно не только определить величину характерной энергии, но и изучать асимптотические свойства кинетического коэффициента при больших энергиях.

Рассмотрим теперь коротко случай $z < 1$ (для ферритов и сильно не упорядоченных ферромагнетиков $z \simeq 1/2$ /20/). Нетрудно убедиться с помощью (34а) и (37), что условие положительности знаменателя в (43с) можно записать в виде

$$\Lambda_z = \left[\ell_0\left(\frac{\varkappa}{q_0}\right)^{z-1}\psi_0\right]^2 < 1\,. \qquad (5I)$$

При $z \geq 1$ и $\ell_0 \ll 1$ это неравенство выполняется с запасом, и второе слагаемое в знаменателе (43с) пренебрежимо мало; однако при $z < 1$ величина $\varkappa$ стоит в отрицательной степени и достаточно близко к T_c неравенство (5I) нарушается, а положительная по определению величина R при не очень малых углах становится отрицательной. Это указывает на то, что в области температур, где условие (5I) нарушено, формулами (43) пользоваться нельзя. И, действительно, можно показать, что в этом случае у знаменателя функции Грина в дипольной области появляется неупругий полюс; при этом нетрудно написать для R предельные формулы типа (49)-

(50). Мы, однако, этого делать не будем, поскольку условие (5I) является весьма жестким. Для $a = 1/2$ его можно переписать в виде $\ell_0^2 (4\pi\chi)^{1/2} < 1$; поэтому очевидно, что нужно подойти очень близко к T_c, чтобы скомпенсировать малость ℓ_0^2.

4. Обсуждение результатов; оценки для железа

Итак, в работе показано, что с помощью поляризованных нейтронов, во-первых, можно определять характерные энергии критических флуктуаций выше T_c в той области энергий, где непосредственное измерение переданной энергии невозможно из-за ее малости, и, во-вторых, – изучать асимптотические свойства спиновой функции Грина ферромагнетика. Последнее особенно важно, поскольку относительно этих свойств в настоящее время нет никакой экспериментальной информации и неясно, как ее можно получить другими методами. Мы сейчас дадим краткую сводку полученных результатов и той информации о критической динамике, которая может быть извлечена из соответствующих экспериментов. При этом надо иметь в виду, что все рассмотренные явления наиболее сильно выражены в случае высокотемпературных ферромагнетиков (при заданном τ у них больше ℓ). Поэтому ниже мы приводим значения всех входящих в теорию параметров для случая железа, как наиболее яркого представителя таких ферромагнетиков. Эти значения были получены с использованием основных параметров теории T_c, Z, ω_0, a и d_0, вычисленных на основании экспериментальных данных, содержащихся в работах /2,3,2I,22/ в предположении, что критический индекс корреляционной длины $\nu = 2/3$, и собранных в таблице I. В каждой графе этой таблицы указана также ссылка на работу, из которой извлечены соответствующие исходные данные [6]. Ниже все температуры и энергии выражены в градусах, длины – в ангстремах, импульсы – в обратных ангстремах и углы в радианах и градусах.

---

[6] Поскольку в развитой выше теории все коэффициенты известны лишь по порядку величины, точные значения параметров не очень интересны.

Таблица I

T_c	$\varkappa = a^{-1}\tau^{2/3}$	ω_0	$4\pi X = 1$	$d_0 = Z T_c^{-1} \tau^{\mu} D a^{-2}$
1043° [21]	$a = 1{,}18$ [2]	2,7° [21]	$T_0 = T_c + 8{,}9°$ $\tau_0 = 8{,}5 \cdot 10^{-3}$ $Z = 0{,}68$ [22]	0,45; вычислено с экспериментальным $\mu = 0{,}36$; при $\mu = 1/3$ из данных той же работы $d_0 = 0{,}40$, ниже считаем $d_0 = 0{,}4$ [3]

Мы начнем с обменной области температур. Значения всех характерных параметров для ряда относительных температур τ и длин волн λ без учета явлений, связанных с однородной релаксацией, приведены в таблице П.

Таблица П

$\ell = 4{,}9\lambda\tau$				ℓ_0	$\omega_1 = 91\lambda^{-5/3}$	$\vartheta_1 = 0{,}16\lambda^{4/3} = 9°10'\lambda^{1/3}$
λ \ τ	0,1	0,05	0,01	$\tau_0 = 0{,}0085$		
1,5	0,74	0,37	0,074	0,063	46	0,19 = 10°
3	1,5	0,74	0,15	0,13	14	0,23 = 13°
6	3,0	1,5	0,30	0,25	4,6	0,29 = 17°
20	10	5,0	1,0	0,84	0,62	0,44 = 26°
$\vartheta_0 = 0{,}034\tau^{-1/3} = 1°55'\tau^{-1/3}$	0,072 = 4°10'	0,091 = 5°10'	0,16 = 9°10'	0,17 = 9°50'		

При $\ell \gg 1$ угловое распределение рассеянных нейтронов резко отличается от формулы Орнштейна-Цернике и из него можно непосредственно определить коэффициент спиновой диффузии D [7]. При этом

[7] Очевидно, сильное отличие углового распределения от формулы Орнштейна-Цернике в случае, когда время пролета нейтрона через критическую флуктуацию велико по сравнению с ее временем жизни, не специфично для ферромагнетиков и должно иметь место для всех критических систем. При этом конкретный вид распределения, разумеется, зависит от типа критических мод, взаимодействующих с нейтроном.

в гидродинамической области величина R близка к единице и мало информативна, а вне этой области убывает до величины $5/7$; это число однозначно связано с показателем степени в асимптотике (IIс). Во всей гидродинамической области есть интервал углов, где R зависит только от ℓ ; в силу динамического подобия при $z_e = 5/2$ величина $\ell \sim \tau\lambda$ и $R = f(\tau\lambda)$; проверка такой функциональной зависимости была бы также проверкой теории динамического подобия. Очевидно, для этого надо ставить опыты с нейтронами разных длин волн. При $\ell \ll 1$ сечение описывается формулой Орнштейна-Цернике. В гидродинамической области $R \sim \ell^{4/3} \sim (\tau\lambda)^{4/3}$, а в критической , при углах, меньших ϑ_1 , $R \sim \vartheta^2 \lambda^{-2/3}$. Такая зависимость R от параметров однозначно связана с асимптотикой (IIв). При $\vartheta \gg \vartheta_1$ $R = 5/7$, т.е. принимает то же значение, что и в случае $\ell \gg 1$ вне гидродинамической области.

Нарушение закона сохранения полного спина в обменной области приводит к появлению релаксации однородной намагниченности. Согласно Губеру /23/, обратное время однородной релаксации имеет вид:

$$\Gamma_{oH} = \tau_0 \frac{\omega_0^2}{T_c \tau} , \qquad (52)$$

где коэффициент $\tau_0 \sim 1$; однако фактически, он, скорее всего, порядка одной десятой. В II было высказано соображение, согласно которому не исключено, что в действительности обратное время однородной релаксации описывается формулой:

$$\tilde{\Gamma}_0 = \tilde{\tau}_0 \frac{\omega_0^2}{T_c \tau^{1/3}} \sim \Gamma_{oH} \tau^{2/3} , \qquad (53)$$

т.е. значительно меньше, чем по теории Губера. Согласно формулам (24)и(25), при $\vartheta \sim \vartheta_e^{(0)} = \Gamma_0/2E$ величина R становится сравнимой с единицей, однако в случае малых ℓ сильная угловая зависимость R появляется при углах $\vartheta \sim \vartheta_e^{(0)} (B \ell^{4/3})^{-1}$ больших по сравнению с $\vartheta_e^{(0)}$. В таблице III приведены значения характерных углов $\vartheta_{eH}^{(0)} = \Gamma_{oH}/2E$ для ряда значений τ и λ , вычисленных с помощью (52) при $\tau_0 = 1$

Таблица Ш

$\lambda \backslash \tau$	0,1	0,05	0,01	0,0085
1,5	$8{,}2\cdot10^{-5} = 17''$	$1{,}6\cdot10^{-4} = 34''$	$8{,}2\cdot10^{-4} = 2'50''$	$9{,}6\cdot10^{-4} = 3'18''$
3	$3{,}3\cdot10^{-4} = 1'10''$	$6{,}6\cdot10^{-4} = 2'20''$	$3{,}3\cdot10^{-3} = 11'$	$3{,}9\cdot10^{-3} = 13'$
6	$1{,}3\cdot10^{-3} = 4'30''$	$2{,}6\cdot10^{-3} = 9'$	$1{,}3\cdot10^{-2} = 44'$	$1{,}5\cdot10^{-2} = 52'$
20	$0{,}015 = 50'$	$0{,}030 = 1°40'$	$0{,}15 = 8°40'$	$0{,}17 = 9°50'$

Из данных этой таблицы видно, что при малых ℓ можно ожидать заметного роста R с уменьшением угла в области углов порядка десяти минут, даже если $\tau_0 \sim 0{,}1$. В случае, если верна зависимость (53), обнаружение аналогичного эффекта требует перехода в область углов порядка одной минуты.

Перейдем теперь к дипольной области. Основные параметры, характеризующие процесс рассеяния в этой области, собраны в таблице IУ.

Таблица IУ

$q_0 = 0{,}038$; $\Omega_0 = 0{,}55$				
λ	1,5	3	6	20
ϑ_d	$9{,}1\cdot10^{-3} = 31'$	$1{,}8\cdot10^{-2} = 1°$	$3{,}6\cdot10^{-2} = 2°$	$0{,}12 = 7°$
ω_2	7,7	3,8	2,0	0,58
$\vartheta_d^{(2)} = \Omega_0/2E$	$6{,}4\cdot10^{-4} = 2'10''$	$2{,}6\cdot10^{-3} = 9'$	$0{,}010 = 35'$	$0{,}11 = 6°30'$

Если угол рассеяния ϑ меньше ϑ_d, то импульс рассеянных нейтронов попадает в дипольную область; если же $\vartheta < \vartheta_d^{(2)}$, то величина $2E\vartheta$ становится меньше граничной дипольной энергии Ω_0. Главный результат, полученный в этой области, – это формула (46в), выражающая однородное затухание Γ как функцию энергии $2E\vartheta$ через экспериментально наблюдаемые величины.

Были подробно рассмотрены два варианта теории с критическими индексами динамического подобия, равными двойке и единице.

В первом случае ($z = 2$) величина Γ при $\vartheta < \vartheta_d^{(2)}$ (см.таблицу IУ) не зависит от угла, а при $\vartheta > \vartheta_d^{(2)}$ пропорциональна ϑ^{-1}, причем, зависимость Γ от температуры при всех углах определяется множителем $(4\pi\chi)^{-1}$. Во втором случае ($z = 1$) Γ не зависит от ϑ в очень узком интервале углов $\vartheta < \vartheta_d^{(1)} = \vartheta_d^{(2)} \tau^{2/3}$, а затем убывает с ростом ϑ, причем, это убывание описывается той же формулой, что и в первом случае. Характерные значения углов $\vartheta_d^{(1)}$ при разных τ и λ приведены в таблице У.

Таблица У

$\vartheta_d^{(1)} = \vartheta_d^{(2)} \tau^{2/3} = \Omega_0 \tau^{2/3}/2E$				
λ \ τ	0,0085	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-4}$
1,5	$2{,}6 \cdot 10^{-5} = 5''$	$1{,}9 \cdot 10^{-5} = 4''$	$6 \cdot 10^{-6} = 1''$	$4 \cdot 10^{-6} = 0{,}8''$
3	$1{,}1 \cdot 10^{-4} = 22''$	$7{,}7 \cdot 10^{-5} = 16''$	$2{,}6 \cdot 10^{-5} = 5''$	$1{,}6 \cdot 10^{-5} = 3{,}4''$
6	$4{,}2 \cdot 10^{-4} = 1'30''$	$3{,}2 \cdot 10^{-4} = 1'10''$	$1{,}0 \cdot 10^{-4} = 21''$	$6{,}3 \cdot 10^{-5} = 13''$
20	$4{,}6 \cdot 10^{-3} = 15'$	$3{,}2 \cdot 10^{-3} = 11'$	$1{,}1 \cdot 10^{-3} = 3'50''$	$6{,}9 \cdot 10^{-3} = 2'20''$

К сожалению, как следует из этой таблицы, область углов, где Γ не зависит от угла, очень узкая и вряд ли экспериментально достижима. Вместе с тем, обнаружение зависимости Γ от ϑ в области углов $\vartheta < \vartheta_d^{(2)}$ было бы сильным экспериментальным указанием на правильность второго варианта теории.

Следует еще раз подчеркнуть, что пока вообще нет опытов по изучению энергетической зависимости кинетических коэффициентов и поэтому экспериментальное обнаружение такой зависимости даже при $\vartheta > \vartheta_d^{(2)}$ было бы крайне важно и интересно.

В заключение я хочу поблагодарить А.И.Окорокова, В.В.Рунова и А.Г.Гукасова за большое число интересных и стимулирующих обсуждений и за предоставленную возможность ознакомления с результатами проводимых ими экспериментов.

Литература

I. B.I.Halperin, P.C.Hohenberg. Phys.Rev., 177, 952 (1969).
2. M.F.Collins, V.J.Minkiewicz, R.Nathans, L.Passel, G.Shirane. Phys. Rev., 179, 417 (1969).
3. H.Bourdounay, A.Bousquet, J.P.Cotton, D.Gribier, B.Farnoux, R.Feuillatre, B.Hennion, J.Jacqier, G.Jannink, R.Kahn, D.Mons, J.Mons, G.Parette, G.Pepy, L.Rouleau, J.P.Trotin, M.Moussa, M.Tournaris. Phys.Letters, 31A, 561 (1970).
4. V.J.Minkievioz, M.F.Collins, R.Nathans, G.Shirane. Phys.Rev., 182, 624 (1969).
5. O.W.Dietrich, J.Als-Nielsen, L.Passel. Phys.Rev.,B11, 4923(1976).
6. С.В.Малеев. ЖЭТФ, 66, 1809 (1974).
7. M.E.Fisher, A.Ahrony. Phys.Rev., B8, 3323 (1973).
8. J.Kötzler, G.Kamleiter, G.Weber. J.Phys.C, 9, 361 (1976).
9. И.Д.Лузянин, В.П.Хавронин. ЖЭТФ, 73 , 12 (1977).
10. Г.М.Драбкин, Е.И.Забидаров, Я.А.Касман, А.И.Окороков. Письма в ЖЭТФ, 2, 541 (1965).
11. С.В.Малеев. Письма в ЖЭТФ, 2, 545 (1965).
12. M. Hetzelf, A.Heidemann. Nucl. Instr. Method, 133,51 (1976).
13. С.В.Малеев. ЖЭТФ, 73, 1527 (1977).
14. H.Mori. Progr.Theor.Phys., 33, 423 (1964).
15. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, ч.I,Наука, (1976).
16. С.В.Малеев. ЖЭТФ, 65, 1237 (1973).
17. А.И.Окороков, В.В.Рунов, А.Г.Гукасов. Препринт ЛИЯФ-372,1977.
18. Г.Б.Тейтельбаум. Письма в ЖЭТФ, 21, 339 (1975).
19. И.Д.Лузянин, В.П.Хавронин. Письма в ЖЭТФ, 26, 5 (1977).
20. С.В.Малеев. Письма в ЖЭТФ, 26, 523 (1977).
21. Ч.Киттель. Введение в физику твердого тела, Москва, 1962.
22. J.E.Noakes, N.E.Tornbery, A.Arrott. J. Appl. Phys., 37, 1264 (1966).
23. D.L.Huber. J.Phys. Chem. Solids, 32, 2145 (1971).

).

Работа поступила в издательский отдел I6/XII-I977г.

ЛИЯФ, зак. 95, тир. I60, уч.-изд.л. I,5; 20/I-I978г., М-08243
Редактор И.Я.Коренблит
Бесплатно

).

Бесплатно